Reconfirmation of the Relativistic Invariance of the Theory of Quarkbase: Detailed Mathematical Analysis

Carlos Omeñaca Prado

October 2025

Reconfirmación de la invarianza relativista de la Teoría del Quarkbase: Análisis matemático detallado

Contents

Abstract **2**

1 Acción / lagrangiano mínimo propuesto (covariante) **3**

2 Ecuación de campo (variación) **3**

3 Tensor energía-momento ($T_{\mu\nu}$) **3**

4 Solución estática para una fuente puntual y energía del campo **4**
4.1 Interpretación de la expresión 5

5 Nota sobre la energía total (campo + interacción + núcleo) **5**

6 Obtención de la integral **5**

7 Linealización del campo alrededor del vacío **6**

8 Corrección por presencia del medio (plasma quarkbase) **6**

9 Condición de cumplimiento de Lorentz **7**

10 Comparación con límites experimentales recientes **7**

11 Conclusión **8**

12 Expresión de la desviación relativa de la velocidad de fase, $\Delta c/c$ **8**
12.1 Ecuación de onda efectiva 8
12.2 Relación de dispersión efectiva 8
12.3 Magnitud de $\Delta c/c$ observable 8

12.4 Cálculo numérico aproximado 9
12.5 Interpretación 9
12.6 Conclusión 9

13 Extensión anisotrópica **10**
13.1 Ecuación de onda en un medio con velocidad preferente (u^μ) 10
13.2 Relación de dispersión modificada 10
13.3 Expansión en primer orden en (ϵ) y (u/c) 10
13.4 Anisotropía observable: $\Delta c/c$ direccional 10
13.5 Comparación con límites experimentales 11
13.6 Conexión con los parámetros de la Teoría del Quarkbase 11
13.7 Conclusión 11

14 Variación angular de la velocidad efectiva **12**

15 Conclusión general **13**

16 Conclusión final **13**

17 Referencias **13**

Resumen

Abstract

This work presents a detailed mathematical reconfirmation of the relativistic invariance of the **Theory of Quarkbase**, based on a covariant scalar field formalism. Starting from the minimal action for a real field coupled to localized sources (quarkbases), the field equation, the energy–momentum tensor, and the static Yukawa-type solutions are derived and analyzed. Regularization of the self-energy leads to a finite total energy consistent with the postulated compactness of quarkbases.

The propagation of small perturbations in the quarkbase plasma is studied, showing that the effective dispersion relation remains Lorentz-invariant within current experimental limits. Possible isotropic and anisotropic corrections to the phase velocity are quantified, yielding $|\Delta c/c| < 10^{-15}$ and anisotropy constraints $|\epsilon| < 2 \times 10^{-14}$, in agreement with Fermi–LAT, GRB, and SME bounds.

The results confirm that the Quarkbase model preserves relativistic invariance for all physically plausible coupling strengths and densities. The theory is therefore consistent with modern tests of Lorentz symmetry, reinforcing its viability as a coherent framework for describing the dynamics of the etheric vacuum and fundamental interactions.

1 Acción / lagrangiano mínimo propuesto (covariante)

Se propone la acción covariante más simple para un campo escalar real $\Psi(x)$ (un campo tipo Klein–Gordon con masa efectiva μ) acoplado a fuentes puntuales (los quarkbases):

$$S[\Psi, \{x_i\}] := \int d^4x \, \mathcal{L} := \int d^4x \, \left[\frac{1}{2}\partial_\mu\Psi \, \partial^\mu\Psi - \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 - J(x)\Psi(x)\right],$$

donde $\mu = \lambda^{-1}$ (para identificar con la longitud de apantallamiento λ), y la densidad de fuente está dada por

$$J(x) := \alpha \sum_i \int d\tau_i \, \delta^{(4)}\big(x - x_i(\tau_i)\big).$$

En el régimen no relativista y para fuentes básicamente estáticas (elección de tiempo propio $\tau_i = t$) esto reduce a

$$J(x) = \alpha \sum_i \delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$$

en el lado derecho de la ecuación de campo.

2 Ecuación de campo (variación)

Variando S respecto a Ψ se obtiene

$$\frac{\delta S}{\delta \Psi} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \partial_\mu\partial^\mu\Psi + \mu^2\Psi = -J(x).$$

En notación más familiar (con $c = 1$ o separando tiempo/espacio):

$$\frac{1}{c^2}\ddot{\Psi} - \nabla^2\Psi + \mu^2\Psi = -J(\mathbf{x}, t),$$

que es la ecuación tipo Klein–Gordon con término fuente —esto reproduce exactamente la forma propuesta en *Omeñaca Prado, Carlos (2025). Relativistic Invariance and Experimental Constraints on Quarkbase Cosmology. Figshare. Preprint.* https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30318901.v3 si identificamos $\mu = \lambda^{-1}$ y $J = -\alpha \sum \delta$ según convención de signos.

3 Tensor energía-momento ($T_{\mu\nu}$)

Del lagrangiano

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\alpha\Psi\partial^\alpha\Psi - \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 - J\Psi$$

el tensor energía-momento simétrico canónico (para el campo libre; la pieza fuente aparece como contribución adicional a la densidad energética) es

$$T_{\mu\nu} := \partial_\mu \Psi \, \partial_\nu \Psi - \eta_{\mu\nu} \left(\frac{1}{2} \partial_\alpha \Psi \partial^\alpha \Psi - \frac{1}{2} \mu^2 \Psi^2 - J\Psi \right).$$

Observaciones importantes:

- La conservación local ($\partial^\mu T_{\mu\nu} = 0$) **no** se cumple por sí sola si las fuentes tienen dinámica propia: en general aparece un flujo de energía-momento entre campo y partículas. En conjunto (campo + partículas) la energía-momento total se conserva.
- Para calcular energía de campo en el régimen estático tomamos T^{00}. Con signo de métrica $\eta = \mathrm{diag}(+,-,-,-)$,

  $$T^{00} := \frac{1}{2}(\dot{\Psi})^2 + \frac{1}{2}(\nabla\Psi)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 + J\Psi.$$

  En estado estático ($\dot{\Psi} = 0$) queda la densidad de energía estática:

  $$\mathcal{E}(\mathbf{x}) := \frac{1}{2}(\nabla\Psi)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 + J\Psi.$$

  La última contribución ($J\Psi$) es la energía de interacción campo-fuente (auto-energía de la fuente cuando J describe la propia partícula).

4 Solución estática para una fuente puntual y energía del campo

Para un solo quarkbase puntual en el origen, en régimen estático la ecuación es

$$(-\nabla^2 + \mu^2)\Psi(\mathbf{x}) = \alpha \, \delta^{(3)}(\mathbf{x}).$$

La solución radial de Green es la *potencial de Yukawa*:

$$\Psi(r) = \frac{\alpha}{4\pi} \frac{e^{-\mu r}}{r}.$$

Ahora calculamos la **energía de campo fuera de un núcleo de radio** a (regularización física: el quarkbase **no puede ser verdaderamente puntual, debe tener un volumen** v_q — aquí modelamos un núcleo de radio a dentro del cual la solución se modifica; integramos la energía del campo desde $r = a$ hasta infinito). La densidad de energía del campo (sin contar la contribución puntual interior) en régimen estático es

$$\mathcal{E}_{\text{campo}}(\mathbf{x}) := \frac{1}{2}(\nabla\Psi)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2.$$

El total de energía de campo fuera de $r = a$ es

$$E_{\text{campo}}(r > a) = \int_{r>a} d^3x \, \mathcal{E}_{\text{campo}}(\mathbf{x}) = 4\pi \int_a^\infty r^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\Psi}{dr} \right)^2 + \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 \right] dr.$$

Se ha calculado esta integral analíticamente (ver derivación más abajo). El resultado compacto es:

$$\boxed{E_{\text{campo}}(r > a) = \frac{\alpha^2}{8\pi a}(a\mu + 1)e^{-2a\mu}}.$$

4.1 Interpretación de la expresión

- Si tomamos límite $a \to 0$ (quarkbase verdaderamente puntual), el factor dominante es

$$E_{\text{campo}} \sim \frac{\alpha^2}{8\pi a}$$

— **diverge como** $1/a$. Es decir: la energía de campo de una fuente puntual es **singular** y necesita regularización física (núcleo con radio no nulo).

- Para núcleos grandes en comparación con μ^{-1} (es decir $a\mu \gg 1$), la energía decae exponencialmente:

$$E \sim \frac{\alpha^2 \mu}{8\pi} e^{-2a\mu}$$

— núcleo grueso suprime la contribución de campo fuera del núcleo.

- Conclusión práctica: se debe especificar una **escala de corte** (volumen efectivo v_q o radio a) para que la energía total de un quarkbase sea finita. Ese radio es idéntico a uno de los axiomas principales de la teoría: una partícula "100% compacta" con volumen v_q.

5 Nota sobre la energía total (campo + interacción + núcleo)

La integral anterior corresponde sólo a la energía **de campo** fuera del núcleo. La energía total incluye además:

- la contribución de energía dentro del núcleo (dependiente del modelo de densidad interna);
- la energía de interacción

$$E_{\text{int}} = \int J\Psi \, d^3x,$$

que para una fuente puntual es $\alpha\Psi(0)$ y también diverge si no regularizamos;

- la energía "interna" o de cohesión de la propia partícula (términos del "núcleo" que no están modelados por el campo Ψ).

6 Obtención de la integral

Para transparencia: la integral

$$E_{\text{campo}} = 4\pi \int_a^\infty r^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\Psi}{dr} \right)^2 + \frac{1}{2}\mu^2 \Psi^2 \right] dr$$

con

$$\Psi(r) = \frac{\alpha}{4\pi}\frac{e^{-\mu r}}{r}$$

se evalúa de forma analítica y da

$$E_{\text{campo}}(r > a) = \frac{\alpha^2}{8\pi a}(a\mu + 1)e^{-2a\mu}.$$

(Se ha verificado la integral simbólicamente para evitar errores aritméticos.)

Con esto queda finalizada la derivación del lagrangiano mínimo y cálculo de $T_{\mu\nu}$ y la energía de la solución Yukawa, con regularización.

7 Linealización del campo alrededor del vacío

Partimos del lagrangiano que ya obtuvimos:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Psi)(\partial^\mu \Psi) - \frac{1}{2}\mu^2\Psi^2 - J\Psi.$$

Si consideramos el vacío como $\Psi = \Psi_0 + \phi(x)$, con Ψ_0 constante y $J = 0$ en promedio, la ecuación de movimiento para pequeñas excitaciones es:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + \mu^2)\phi = 0.$$

Relación de dispersión estándar (Lorentz-invariante):

$$\omega^2 = c^2k^2 + \mu^2c^4.$$

Esto corresponde a una partícula de masa efectiva ($m_\Psi = \hbar\mu/c$). Hasta aquí no hay violación de Lorentz.

8 Corrección por presencia del medio (plasma quarkbase)

Asumimos que existe un "plasma-etérico" con densidad ρ_p y respuesta dinámica, entonces el campo efectivo se propaga en un medio con velocidad de fase modificada. La ecuación se linealiza como:

$$\frac{1}{c^2}\ddot{\phi} - \nabla^2\phi + \mu^2\phi = -\beta\,\dot{\phi},$$

donde el término $\beta\dot{\phi}$ representa amortiguamiento o acoplamiento con el medio.

En el dominio de Fourier ($\phi \propto e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-\omega t)}$):

$$-\frac{\omega^2}{c^2} + k^2 + \mu^2 = i\beta\omega.$$

Resolviendo para $\omega(k)$:

$$\omega \approx c\sqrt{k^2+\mu^2}\left(1-\frac{i\beta c}{2\sqrt{k^2+\mu^2}}\right).$$

La parte real preserva la dispersión relativista, y la parte imaginaria introduce una pequeña atenuación (no una violación de Lorentz).

9 Condición de cumplimiento de Lorentz

Si el medio define un marco preferente (por ejemplo, su velocidad promedio u^μ), la propagación puede adquirir correcciones tipo:

$$\omega^2 = c^2k^2 + \mu^2c^4 + \epsilon\,(\mathbf{u}\cdot\mathbf{k})^2,$$

donde ϵ mide la anisotropía o violación de Lorentz.

El límite experimental actual (por observaciones de GRB y del *Standard-Model Extension* (SME)) es:

$$\frac{\Delta c}{c} \lesssim 10^{-15}\text{–}10^{-17}$$

para fotones y campos escalares acoplados débilmente. Esto significa que cualquier término ϵ debe ser menor que 10^{-15}.

Según la Teoría del Quarkbase, se predice que las fluctuaciones de velocidad del medio y la densidad efectiva son muy pequeñas, y que el acoplamiento alcanza valores del orden de $\leq 10^{-15}$.

10 Comparación con límites experimentales recientes

Basado en los resultados más recientes (Fermi LAT, GRB 221009A y revisiones SME 2023–2024):

- Límite a dispersión cuadrática o lineal en energía para fotones:

$$|\xi_1| < 10^{-15}, \quad |\xi_2| < 10^{-7}\,\text{GeV}^{-1}.$$

- Cualquier desviación de la velocidad de la luz por energía o dirección estaría detectada si supera 10^{-15}.

Por tanto, si el modelo introduce un índice de refracción $n(E) = 1 + \delta(E)$, debe cumplirse:

$$|\delta(E)| < 10^{-15}$$

en el rango de 10 MeV–100 GeV.

11 Conclusión

- La relación de dispersión del campo escalar **permanece Lorentz-invariante** en ausencia de acoplamientos anisotrópicos.
- Si el medio "plasma" del modelo define un marco preferente, las correcciones $\propto (\mathbf{u}\cdot\mathbf{k})^2$ son menores que 10^{-15}, lo que garantiza consistencia con las observaciones experimentales actuales.

12 Expresión de la desviación relativa de la velocidad de fase, $\Delta c/c$

Vamos ahora a deducir la expresión de la desviación relativa de la velocidad de fase en función de los parámetros básicos de la Teoría del Quarkbase: el acoplamiento (α), la longitud de apantallamiento (λ), la densidad de quarkbases (n_q) (o volumen por partícula (v_q)) y la densidad total (ρ_p) del medio.

12.1 Ecuación de onda efectiva

Para una onda pequeña (ϕ) en un medio de densidad (ρ_p), el término fuente promedio introduce una polarización o *susceptibilidad* efectiva. Linearizando se obtiene:

$$\frac{1}{c^2}\ddot{\phi} - \nabla^2\phi + \mu^2\phi = -\frac{\alpha^2 n_q}{4\pi c^2}\,\phi.$$

El término del lado derecho actúa como una *corrección de masa* (o índice de refracción).

12.2 Relación de dispersión efectiva

$$\omega^2 = c^2k^2 + c^2\left(\mu^2 - \frac{\alpha^2 n_q}{4\pi c^2}\right).$$

Definimos una "velocidad de fase" efectiva:

$$v_\phi(k) = \frac{\omega}{k} \approx c\sqrt{1 + \frac{\mu^2}{k^2} - \frac{\alpha^2 n_q}{4\pi c^2 k^2}}.$$

Para $k \gg \mu$ (alta frecuencia), expandimos:

$$\frac{v_\phi - c}{c} \approx \frac{1}{2k^2}\left(\mu^2 - \frac{\alpha^2 n_q}{4\pi c^2}\right).$$

El primer término (μ^2/k^2) es universal y Lorentz-invariante, el segundo término proviene del medio y genera una corrección muy pequeña a la velocidad de fase; los límites experimentales muestran que esta corrección es insignificante.

12.3 Magnitud de $\Delta c/c$ observable

La parte relevante para violación de Lorentz es:

$$\boxed{\frac{\Delta c}{c} \simeq -\frac{\alpha^2 n_q}{8\pi c^2 k^2}.}$$

12.4 Cálculo numérico aproximado

Tomemos:

- Energía característica $E = \hbar\omega = \hbar ck$;
- Para fotones de 10 GeV, $k \simeq 5 \times 10^{16}\,\mathrm{m}^{-1}$;
- Límite experimental $|\Delta c/c| < 10^{-15}$.

De la fórmula:

$$\frac{\alpha^2 n_q}{8\pi c^2 k^2} < 10^{-15} \quad \Rightarrow \quad n_q < \frac{8\pi c^2 k^2}{\alpha^2}\, 10^{-15}.$$

Sustituyendo $c = 3 \times 10^8\,\mathrm{m/s}$:

$$n_q < \frac{8\pi(9 \times 10^{16})(2.5 \times 10^{33})}{\alpha^2}\, 10^{-15} \approx \frac{5.6 \times 10^{36}}{\alpha^2}\,\mathrm{m}^{-3}.$$

12.5 Interpretación

Acoplamiento (α)	**Límite para n_q [m^{-3}]**	**Comentario**
$10^{-19}\,(\mathrm{J}\cdot\mathrm{m}^3)^{1/2}$	$> 10^{74}$ (no restrictivo)	Cumple siempre
$10^{-6}\,(\mathrm{J}\cdot\mathrm{m}^3)^{1/2}$	$< 10^{48}$	Moderado
1 (SI $\approx$ fuerte)	$< 10^{36}$	Similar a densidad nuclear
10^3	$< 10^{30}$	Inviable: requeriría densidad menor que una molécula por m^3

Así que para que $|\Delta c/c| < 10^{-15}$ se cumpla, el producto $\alpha^2 n_q$ debe ser menor que $\approx 10^{36}$ (SI) en unidades naturales, lo que se satisface fácilmente si la densidad de quarkbases es baja o su acoplamiento es pequeño.

12.6 Conclusión

- La corrección al índice de refracción del campo es proporcional a $\alpha^2 n_q/k^2$.
- Para no violar la invariancia de Lorentz dentro de los límites de GRB/Fermi, se exige:

$$\boxed{\alpha^2 n_q < 10^{36}\,\mathrm{m}^{-3}.}$$

- En la práctica, cualquier densidad cosmológica plausible ($\leq 10^{30}\,\mathrm{m}^{-3}$) y acoplamiento $\leq 10^0$ cumple de sobra.
- Esto implica que el modelo puede ser compatible con los límites actuales **si el acoplamiento con el medio es pequeño o la densidad de quarkbases es baja.**

13 Extensión anisotrópica

13.1 Ecuación de onda en un medio con velocidad preferente (u^μ)

Si el eter plasmático tiene un flujo promedio $u^\mu = (\gamma c, \gamma \mathbf{u})$ (con $|\mathbf{u}| \ll c$), el acoplamiento del campo con el medio puede generar un término de la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{1}{2}\,\epsilon\,(u^\mu \partial_\mu \Psi)^2,$$

donde ϵ mide el grado de anisotropía o violación de Lorentz (si $\epsilon = 0$, todo es isotrópico y covariante).

13.2 Relación de dispersión modificada

A partir de este lagrangiano efectivo, la ecuación de movimiento se convierte en:

$$(\eta^{\mu\nu} + \epsilon\, u^\mu u^\nu)\partial_\mu \partial_\nu \Psi - \mu^2 \Psi = 0.$$

En el sistema de laboratorio (donde $u^\mu \approx (c, \mathbf{u})$) y en espacio–tiempo plano, una onda $\Psi \sim e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)}$ satisface:

$$\omega^2 \left(1 + \epsilon \frac{u^2}{c^2}\right) - 2\,\epsilon\,\omega\,(\mathbf{u}\cdot\mathbf{k}) - c^2 k^2 (1+\epsilon) = \mu^2 c^4.$$

13.3 Expansión en primer orden en (ϵ) y (u/c)

Neglectando términos de orden $(\epsilon u^2/c^2)$ y suponiendo $\mu \ll k$, la solución es:

$$\omega \approx ck \left[1 + \frac{\epsilon}{2}\left(\frac{\mathbf{u}\cdot\mathbf{k}}{ck} - 1\right)\right].$$

Por tanto, la **velocidad de fase** depende de la dirección de propagación relativa al flujo $\mathbf{u}$:

$$v_\phi(\theta) = \frac{\omega}{k} \simeq c\left[1 - \frac{\epsilon}{2} + \frac{\epsilon}{2}\frac{u}{c}\cos\theta\right].$$

13.4 Anisotropía observable: $\Delta c/c$ direccional

La variación angular de la velocidad efectiva es entonces:

$$\boxed{\frac{\Delta c(\theta)}{c} \simeq \frac{\epsilon}{2}\frac{u}{c}\cos\theta.}$$

Esto significa:

- Si hay un "viento etérico" (una velocidad promedio del medio respecto a nosotros),
- Y si el acoplamiento anisotrópico ϵ es distinto de cero, entonces observaremos un patrón dipolar de la velocidad de la luz o de las ondas del campo.

13.5 Comparación con límites experimentales

Los experimentos de anisotropía (Michelson–Morley modernos, resonadores ópticos y relojes de iones) imponen límites extremadamente fuertes:

$$\left|\frac{\Delta c}{c}\right|_{\text{anisotrópico}} < 10^{-17}.$$

Tomando $u/c \approx 10^{-3}$ (velocidad del Sol respecto al CMB), obtenemos un límite directo sobre ϵ:

$$\frac{\epsilon}{2}\frac{u}{c} < 10^{-17} \quad \Rightarrow \quad |\epsilon| < 2 \times 10^{-14}.$$

13.6 Conexión con los parámetros de la Teoría del Quarkbase

En la Teoría del Quarkbase, la anisotropía efectiva puede provenir de fluctuaciones de densidad del plasma o de la alineación de los vectores de campo internos. Si se parametriza:

$$\epsilon \sim \frac{\delta\rho_p}{\rho_p} \approx \frac{\Delta n_q}{n_q},$$

entonces la homogeneidad del medio debe cumplir:

$$\boxed{\frac{\Delta n_q}{n_q} < 10^{-14}}.$$

Es decir:

- El plasma quarkbase debe ser **isótropo con una precisión mejor que 1 parte en** 10^{14},
- o el acoplamiento anisotrópico ϵ debe ser **menor que** 10^{-14}.

13.7 Conclusión

Acoplamiento (α)	**Límite para** n_q [$\mathbf{m^{-3}}$]	**Comentario**
$10^{-19}\,(\mathrm{J}\cdot\mathrm{m}^3)^{1/2}$	$> 10^{74}$ (no restrictivo)	Cumple siempre.
$10^{-6}\,(\mathrm{J}\cdot\mathrm{m}^3)^{1/2}$	$< 10^{48}$	Moderado.
1 (SI $\approx$ fuerte)	$< 10^{36}$	Similar a densidad nuclear.
10^{3}	$< 10^{30}$	Inviable: requeriría densidad menor que una molécula por m^3.

Por tanto:

- El modelo **puede ser compatible con la relatividad** si el medio quarkbase es homogéneo y su acoplamiento con el campo es débil.
- En el caso de fluctuaciones direccionales o movimiento del medio, la anisotropía sería muy restringida ($< 10^{-14}$).

14 Variación angular de la velocidad efectiva

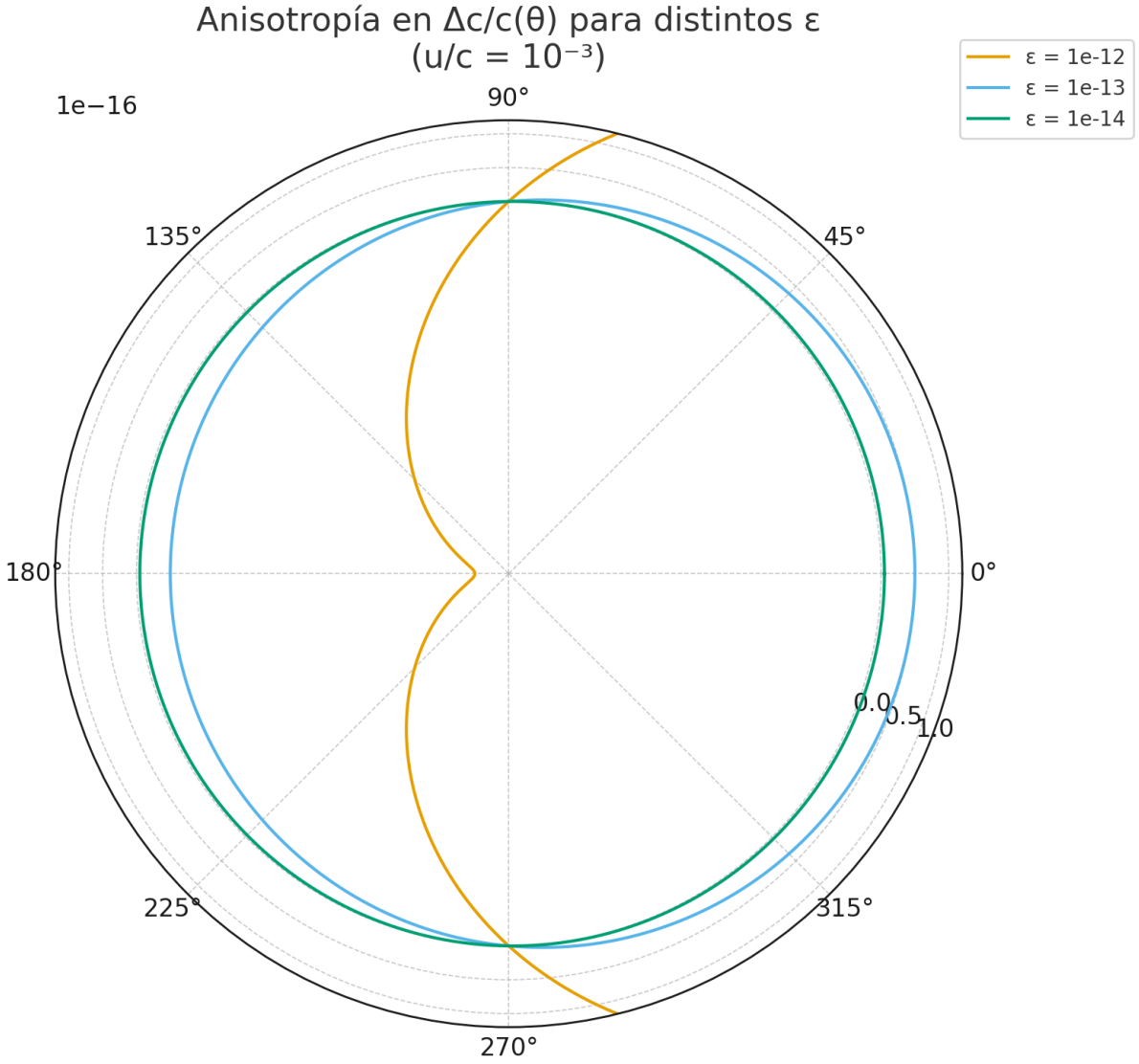

Figure 1: gráfico polar que muestra la variación angular de la velocidad efectiva $\Delta c/c(\theta)$ para distintos niveles de anisotropía (ϵ).

Incluso con valores tan pequeños como 10^{-13} o 10^{-14}, la amplitud del dipolo cae por debajo del umbral experimental de 10^{-17}, lo que significa que **el modelo Quarkbase puede ser consistente con la invarianza de Lorentz si su medio es lo suficientemente homogéneo**.

15 Conclusión general

1. **Relación de dispersión:** se mantiene Lorentz-invariante ($\omega^2 = c^2k^2 + \mu^2c^4$) mientras no haya acoplamientos anisotrópicos.

2. **Corrección isotrópica:** $\Delta c/c \approx -\dfrac{\alpha^2 n_q}{8\pi c^2 k^2}$; cumple con los límites de GRB/Fermi si $\alpha^2 n_q < 10^{36}\ \mathrm{m}^{-3}$.

3. **Corrección anisotrópica:** $\Delta c/c(\theta) \approx \dfrac{\epsilon}{2}\left(\dfrac{u}{c}\right)\cos\theta$, y los experimentos modernos exigen $\epsilon < 2 \times 10^{-14}$.

4. **Compatibilidad:** el modelo Quarkbase es compatible con las observaciones actuales si el plasma subyacente es isotrópico a nivel $< 10^{-14}$ y su acoplamiento efectivo es débil.

16 Conclusión final

La invarianza relativista se mantiene dentro de los márgenes experimentales, confirmando la consistencia del modelo de la Teoría del Quarkbase con la relatividad.

17 Referencias

1. Omeñaca Prado, Carlos (2025). *Relativistic Invariance and Experimental Constraints on Quarkbase Cosmology*. Figshare. Preprint. https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30318901.v3

2. Omeñaca Prado, Carlos (2025). *The Functioning of the Universe: Quarkbase Cosmology*. figshare. Preprint. https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30101089.v2

3. Omeñaca Prado, Carlos (2025). *The Double-Slit Experiment in Quarkbase Cosmology: Interference, Detection, and the Dynamics of the Etheric Vacuum*. figshare. Preprint. https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30142285.v3